大学物理手册

第四分册

声学、光学和电磁波

〔苏〕B. 亚沃尔斯基 A. 杰特拉夫 著

上海翻译出版公司

大 学 物 理 手 册

（第四分册）

声学、光学和电磁波

〔苏〕B. 亚沃尔斯基　A. 杰特拉夫　著
雷 仕 湛　译
汪 沛 霖　校

上 海 翻 译 出 版 公 司

B. YAVORSKY   A. DETLAF

HANDBOOK OF PHYSICS

MIR PUBLISHERS, MOSCOW

1977

大学物理手册

第四分册

〔苏联〕B. 亚沃尔斯基

A. 杰特拉夫 著

雷仕湛 译

汪沛霖 校

上海翻译出版公司出版

(上海福州路200号)

新华书店上海发行所发行 上海市印刷四厂印刷

开本787×1092 1/32 印张6.5 字数144,600

1985年5月第1版 1985年5月第1次印刷

印数 1—30,000

统一书号: 13311·8 定价: 1.35 元

出 版 说 明

《大学物理手册》是根据苏联国立列宁师范学院理论物理学教授、物理数学博士B. 亚沃尔斯基和A. 杰特拉夫编著的《物理学手册》全文译出的. 中译本共分五个分册:

第一分册　经典力学和流体力学
第二分册　分子物理学和热力学
第三分册　电磁学和相对论基础
第四分册　声学、光学和电磁波
第五分册　原子和原子核物理学

这本手册的俄文本自1972年出版以来颇受欢迎,短短几年中重版了三次,还出了英译本. 它之所以受欢迎,是因为它以大学物理教学参考为主要目的,内容包罗万象. 普通物理学中的所有物理现象、定律公式、基本概念等它都有介绍,还包括理论物理学的基础内容,有些内容甚至延伸到专业基础课之中. 例如,本分册的声学部分有生理声学基础,气体激波等其他普通物理学教科书中少见的内容;在电磁波的应用介绍中,还谈到射电天文学;光学部分中金属光学基础、多维结构的衍射、射频波的衍射、分子光学、光学测高温术、光化学效应等内容也是有特色的. 凡是别的物理教科书上查不到的名词,在这本手册中几乎都可以查到. 这样,作为一本手册它确实很完满地起到了备查的作用. 对于进行普通物理教学的广大师生来说,无疑是有较大参考价值的.

本分册由雷仕湛翻译,汪沛霖校阅. 书中的插图由陈吉林重新绘制.

目　　录

目 录

第一章　声学基础

§1-1　引　言

1-1-1　**波动**是固体介质中的扰动，或者是在这种介质中传播着的场，或者就是场.

弹性波是在弹性介质中传播的机械扰动(形变). 在介质中引起扰动的外界物体称为**扰动源**，或简称**波源**. 弹性波在传播的过程中，引起介质的质点发生振动，并由波源附近开始往外传播到远处. 介质中的弹性波与粒子的刚体运动本质上的差别是：小扰动的波动传播，并不产生(在线性近似下)任何物质传输*.

1-1-2　如果介质的质点的振动方向沿着波动的传播方向，这种弹性波称为**纵波**；如果质点的振动方向与波动的传播方向相垂直，则称为**横波**.

只有在具有形状可塑性，即能够耐切向形变的介质中才可以产生横波(参见第二分册 9-7-12)，而只有固体介质才具有这种属性. 纵波与介质的体积形变(密度周期变化)相联系，因此它可以在液体、气体以及固体中传播. 但在液体自由表面，或者两种不可混液体交界面产生的**表面波**则需除外，此时，液体质点同时在纵向和横向两个方向振动，振动的轨迹是椭圆形或者是更为复杂的形状. 表面波出现这种特殊性质，是重力和表面张力在波的产生及传播的同时起着一定作用的

* 在强扰动的情况下会产生微小的物质传输，这是由于介质的质点振动的非线性所引起的.

原故.

1-1-3 声波是在弹性介质中传播的弱扰动,即小振幅机械振动. 声学是研究声波的特性、激发规律、传播规律以及障碍物的作用规律等方面的物理学分支.

§1-2 声波的传播速率(声速)

1-2-1 在液体和气体中,声波的传播速度等于

$$c=\sqrt{\frac{K}{\rho}},$$

式中 K=体积弹性模量(参见第二分册 9-7-11),

ρ=非扰动介质的密度.

由于声波传播而引起液体或者气体发生的形变过程, 可以认为是绝热进行的(参见第二分册 1-1-11). 对于理想气体, 绝热过程的体积弹性模量是 $K=\varkappa p$, 这里的 p 是非扰动气体的压力, $\varkappa$ 是绝热指数(参见第二分册 3-4-5). 所以, 在理想气体中声速等于

$$c=\sqrt{\frac{\varkappa p}{\rho}}=\sqrt{\varkappa BT},$$

式中 T=气体的绝对温度,

B=比气体常数(参见第二分册 2-1-3).

1-2-2 在各向同性介质中,横波传播速度等于

$$c_1=\sqrt{\frac{G}{\rho}},$$

式中 G=切变模量(参见第二分册 9-7-12),

ρ=密度.

在这样的介质中,纵波的传播速度是:

$$c_2=\sqrt{\frac{E\mu}{\rho(1+\mu)(1-2\mu)}+\frac{2G}{\rho}}$$

$$=\sqrt{\frac{E}{\rho}\frac{1-\mu}{(1+\mu)(1-2\mu)}},$$

式中 E=杨氏模量(参见第二分册 9-7-6),

μ=泊松比(参见第二分册 9-7-7).

在固体介质中,纵波的速度总是大于横波的速度. 在横向线度小于波长的细棒中,纵波的速度等于

$$c_2=\sqrt{\frac{E}{\rho}}.$$

在拉紧的绳子内,即在一条由外力产生很大张力的柔软细绳中,横波的传播速率是

$$c_1=\sqrt{\frac{\sigma}{\rho}}=\sqrt{\frac{F}{\rho S}},$$

式中 $\sigma=F/S$=正压力,

F=张力,

S=细绳的横截面积,

ρ=细绳的介质密度.

1-2-3 在固体各向异性介质中,各个方向的弹性不一样,因此,纵波和横波的传播速度与它们的传播方向有关. 并且对于横波来说,还与偏振,即与所谓振动平面的取向有关(振动平面是通过波的速度矢量和观察点的质点位移矢量的平面).

§1-3 波 动 方 程

1-3-1 **亥姆霍兹定理**指出,任何一个在无穷远处消失的单值连续矢量场 $\boldsymbol{F}$ 可以或者更准确的说唯一地,由某个标量函数

φ 的梯度与某个函数 $\boldsymbol{A}$ 的旋度之和来表示，函数 $\boldsymbol{A}$ 的散度等于零，而

$$\boldsymbol{F}=\operatorname{grad}\varphi+\operatorname{rot}\boldsymbol{A},$$

$$\operatorname{div}\boldsymbol{A}=0.$$

函数 φ 称为场 $\boldsymbol{F}$ 的标量势，函数 $\boldsymbol{A}$ 称为它的矢势.

1-3-2 对固体介质中传播的声波来说，使质点离开平衡位置的位移矢量场 $\boldsymbol{S}$ 的标量势 φ，表征了纵向弹性波的特性，并满足下面称为波动方程的微分方程组：

$$\frac{\partial^2\varphi}{\partial x^2}+\frac{\partial^2\varphi}{\partial y^2}+\frac{\partial^2\varphi}{\partial z^2}=\frac{1}{c_2^2}\,\frac{\partial^2\varphi}{\partial t^2},$$

即

$$\Delta\varphi=\frac{1}{c_2^2}\,\frac{\partial^2\varphi}{\partial t^2},$$

或

$$\Box\varphi=0,$$

式中 c_2＝纵波的波速（参见 1-2-2），

Δ＝拉普拉斯算符，

$\Box=\Delta-\frac{1}{c^2}\,\frac{\partial^2}{\partial t^2}$＝达朗贝尔算符.

而矢量场 $\boldsymbol{S}$ 的矢势 $\boldsymbol{A}$ 则是表征横向弹性波的特性，它满足下面的微分方程：

$$\operatorname{rot}\operatorname{rot}\boldsymbol{A}=-\frac{1}{c_1^2}\,\frac{\partial^2\boldsymbol{A}}{\partial t^2}$$

或

$$\Delta\boldsymbol{A}=\frac{1}{c_1^2}\,\frac{\partial^2\boldsymbol{A}}{\partial t^2},$$

式中 c_1 是横波传播速度（参见 1-2-2）.

1-3-3 流体中的声波特性由介质的质点振动运动速度 $\boldsymbol{v}'$ 的标量势 φ（参见第一分册 8-1-1）来表征*，即 $\boldsymbol{v}'=\operatorname{grad}\varphi$. 从连续性方程（参见第一分册 8-2-1）和运动方程（参见第一分册

* 这里所指的流体包括液体和气体（非压缩流和压缩流）.

8-3-1)得出，对于在均匀无限大静止的理想流体(参见第一分册 7-1-3)中传播的声波，在没有受到惯性力(参见第一分册 7-2-1)的作用时，势函数 φ 满足波动方程：

$$\frac{\partial^2\varphi}{\partial x^2}+\frac{\partial^2\varphi}{\partial y^2}+\frac{\partial^2\varphi}{\partial z^2}=\frac{1}{c^2}\frac{\partial^2\varphi}{\partial t^2}$$

或
$$\Delta\varphi=\frac{1}{c^2}\frac{\partial^2\varphi}{\partial t^2},$$

式中 c 是波的传播速率(参见 1-2-1)．矢量 $\boldsymbol{v}'$ 的每个分量也满足上面的方程．

1-3-4 流体中对平衡压强的逾量 p'* 与 φ 的关系由下面的方程给出：

$$p'=-\rho\frac{\partial\varphi}{\partial t},$$

式中 ρ 是流体在平衡状态时的密度．压强 p' 满足波动方程：

$$\Delta p'=\frac{1}{c^2}\frac{\partial^2 p'}{\partial t^2}.$$

1-3-5 流体密度偏离平衡态的数值 ρ' 等于

$$\rho'=\frac{p'}{c^2}=-\frac{\rho}{c^2}\frac{\partial\varphi}{\partial t},$$

密度 ρ' 也满足波动方程：

$$\Delta\rho'=\frac{1}{c^2}\frac{\partial^2\rho'}{\partial t^2}.$$

1-3-6 如果势函数 φ 以及其他表征介质波动运动特性的物理量只与时间和一个笛卡儿坐标，比如 x 坐标有关的话，我们就把它称为纵平面波．纵平面波的波动方程是

$$\frac{\partial^2\varphi}{\partial x^2}=\frac{1}{c^2}\frac{\partial^2\varphi}{\partial t^2}.$$

* 以下均称"逾量压强"——译注．

这一方程的通解可以表示成下面的形式:

$$\varphi=f_1(ct-x)+f_2(ct+x),$$

式中的 f_1 和 f_2 是任意函数, $f_1(ct-x)$ 表示沿 Ox 轴正方向传播的平面波势函数, $f_2(ct+x)$ 表示沿相反方向传播的平面波势函数. 与驻波(参见 1-7-1)不同, 这两个波称为行波.

1-3-7　在势函数 $\varphi=f(ct-x)$ 表示的纵平面行波中, 介质的质点位移矢量 $\boldsymbol{S}=S\boldsymbol{i}$, 这里 $\boldsymbol{i}$ 是沿 Ox 轴的单位矢量, S 是位移的代数值, 它满足波动方程:

$$\frac{\partial^2 S}{\partial x^2}=\frac{1}{c^2}\frac{\partial^2 S}{\partial t^2}.$$

在流体中, 介质的质点振动运动的速度 v' 与逾量压强 p' 有关, 并通过下面的方程与密度 ρ' 代换:

$$p'=\rho c v',$$

$$\rho'=\frac{\rho v'}{c}.$$

介质密度与纵波传播速率的乘积 ρc 称为介质的波阻(波阻抗).

1-3-8　如果势函数 φ 以及其他表征介质波动特性的物理量仅与时间以及空间上称为波心的某一点的距离 r 有关, 这样的纵波称为纵球面波. 在各向同性均匀介质中, 由点源激起的便是球面波. 所谓点源指的是其线度小于由它至观察点距离的振动体.

纵球面波的波动方程是:

$$\frac{1}{r^2}\frac{\partial}{\partial r}\left(r^2\frac{\partial\varphi}{\partial r}\right)=\frac{1}{c^2}\frac{\partial^2\varphi}{\partial t^2}.$$

方程的通解形式是:

$$\varphi=\frac{1}{r}f_1(ct-r)+\frac{1}{r^2}f_2(ct+r),$$

这里的 f_1 和 f_2 是任意函数，$\frac{1}{r}f_1(ct-r)$ 是发散球面波的势函数，$\frac{1}{r}f_2(ct+r)$ 是向中心会聚的球面波的势函数.

1-3-9　波的迭加原理指出，同时在介质中传播的 n 个不相同的波，设它们的标量势分别为 $\varphi_1, \varphi_2, \cdots, \varphi_n$，矢量势分别为 $\boldsymbol{A}_1, \boldsymbol{A}_2, \cdots, \boldsymbol{A}_n$，那么它们的合波的势函数 φ 和 $\boldsymbol{A}$ 等于在系统中各个波相应的势函数之和，即

$$\varphi=\sum_{i=1}^{n}\varphi_i,$$

$$\boldsymbol{A}=\sum_{i=1}^{n}\boldsymbol{A}_i.$$

换言之，每个波在介质中相互独立传播，仿佛是其他波并不存在似的. 每个质点的合速度、合位移和合加速度，则分别等于由各个波单独产生的相应物理量之矢量和.

弹性波迭加原理只有在遵守虎克定律的所谓线性介质中，即传播速率与波动强度无关的（参见 1-3-5）这种极限情况下才适用.

§1-4　正 弦 纵 波

1-4-1　纵波方程是描述介质的扰动运动速度的势函数 φ，或者其他能够唯一地表征这种运动的物理量与坐标和时间的关系.

1-4-2　如果各质点的振动是谐振的，并且它们具有相同的振动频率 ω，那么，这种纵波称为**正弦波**或者**谐波**. 因此，

$$\varphi=a(x, y, z)\sin[\omega t-\alpha(x, y, z)],$$

空间坐标函数 a 和 α 满足下面的微分方程：

$$\Delta a_1+k^2a_1=0,$$

$$\Delta a_2+k^2a_2=0,$$

式中 $a_1=a\cos\alpha,$

$a_2=a\sin\alpha,$

$k=\dfrac{\omega}{c}=$ 波数,

$c=$ 波速,

$\omega=$ 波的圆频率.

函数 $a(x, y, z)$ 称为波的**振幅**, 函数

$$\Phi(x, y, z)=\omega t-\alpha(x, y, z)$$

称为波的**相位**, 而 $\alpha(x, y, z)$ 称为**初相位**.

亥姆霍兹方程

$$\Delta\varphi+k^2\varphi=0$$

适用于正弦波.

1-4-3 **波面**, 或者**波前**, 是在观察瞬时介质中波相位相同的各点的轨迹. 数值不相同的波相位构成一个波面簇. 当介质中传播的是时间间隔很短的扰动时, 波前就是介质中产生扰动和没有受到扰动这两个区域的交界面.

波面簇的方程呈下面的形式:

$$\omega t-\alpha=C,$$

式中 C 是常数, 起参数作用.

波面在介质中连续移动, 一般来说, 在移动(传播)过程中将发生形变. 对于均匀各向同性的介质来说, 波面每一点向前移动的速度方向都是垂直于波面, 并且在数值上等于波速 c(见 1-2-1), 它称为波的**相位速度**.

1-4-4 平面波(参见 1-3-6)的波面是一组平行平面. 在均匀各向同性介质中, 平面波的波面与波的传播方向相垂直, 这种波的能量传播方向即称为光线. 在各向异性介质中, 波面

与光线之间出现一定的夹角，只有对于在某个特定方向传播的平面彼此夹角才是 90°.

沿 Ox 轴正方向传播的平面正弦波动方程呈下面的形式:

$$\varphi = a\sin(\omega t - kx + \alpha_0).$$

对于沿相反方向传播的波，它的平面正弦波动方程形式是

$$\varphi = a\sin(\omega t + kx + \alpha_0),$$

式中 α_0 是位于 yOx 平面上各质点的振动初相位. 如果波是在理想介质中传播，没有受到内摩擦或热传导的影响，则波的振幅 a 与坐标 x 无关.

1-4-5 描述正弦波的特征量是波长 λ，它等于介质中初相位差为 2π 的任何相邻两点之间的距离，即

$$\lambda = \frac{2\pi}{k} = cT = \frac{c}{\nu},$$

式中 $T = \dfrac{2\pi}{\omega}$ = 波的振动周期,

$\nu = \dfrac{1}{T}$ = 波的振动频率.

1-4-6 以指数形式表示的平面正弦波方程是

$$\varphi = Ae^{i(\boldsymbol{k}\cdot\boldsymbol{r} - \omega t)},$$

式中 $A = ae^{i\alpha}$ = 复振幅,

$\alpha = \dfrac{\pi}{2} - \alpha_0$,

$\boldsymbol{k} = \dfrac{2\pi}{\lambda}\boldsymbol{n}$ = 波矢,

$\boldsymbol{n}$ = 指示波传播方向的单位矢,

$\boldsymbol{r}$ = 指向介质观察点的矢径,

$i = \sqrt{-1}$.

指数形式的波方程，对于在线性波动方程中求微分时很方便.

但是，只有指数表达式中实数部分才具有物理意义，因此，

$$\varphi=\mathrm{Re}\{Ae^{i(k\cdot r-\omega t)}\}$$

（这里的符号 Re 表示取复数表达式中的实数部分）．这也是表示物理量时常用的形式．

1-4-7 任意一个波都可以表示为具有不同波矢、不同频率、不同振幅和初相位的平面正弦波的迭加．这个概念是基于下面的原理而建立的：一个周期函数可以展开成富里叶级数，或一个非周期函数可以由富里叶积分来表示（参见 8-2-3），或波的迭加原理（参见 1-3-9）．被迭加的全体正弦平面波，称为这个波的谱，全体迭加波的振幅和频率数值，分别称为这个波的振幅谱和频率谱．

1-4-8 球面波（参见 1-3-8）的波面是一组同心的球面．发散球面正弦波的方程是：

$$\varphi=\frac{a_0}{r}\sin(\omega t-kr+\alpha_0),$$

式中 α_0＝波源振动的初相位，

r＝离波源的距离，

a_0＝在距离 $r_0=1$ 处各质点振动的振幅．

球面波方程的指数形式是：

$$\varphi=A\frac{e^{i(kr-\omega t)}}{r},$$

式中 $\dfrac{A}{r}=\dfrac{a_0}{r}e^{i\alpha}$＝复振幅，

$$\alpha=\frac{\pi}{2}-\alpha_0,$$

$$i=\sqrt{-1}.$$

除 $r=0$ 这个奇异点之外，函数 φ 处处满足波动方程

$$\Delta\varphi+k^2\varphi=0.$$